

ÉCOULEMENT DE TAYLOR-COUPETTE ENTRE SPHERES CONCENTRIQUES EN ROTATION.

M. MAHLOUL^a A. MAHAMDIA^a

^aFaculté de Physique U.S.T.H.B, BP N° 32 El Alia 16111 Alger – Algerie ; amahamdia@yahoo.fr

Résumé :

On présente une étude expérimentale des instabilités hydrodynamiques dans un écoulement entre deux sphères coaxiales. Le dispositif expérimental est constitué de deux sphères concentriques où la sphère intérieure est en rotation et la sphère extérieure est maintenue fixe. L'exploration des régimes d'écoulement est effectuée pour différentes valeurs du nombre de Taylor Ta et du taux de remplissage $\Gamma = H / d$ où H et d sont respectivement la hauteur de remplissage et l'espace annulaire. L'influence de ces paramètres sur l'apparition des instabilités est montrée dans cet article. L'évolution des structures de l'écoulement est observée par visualisation. La technique polarographique est utilisée pour la mesure de la valeur moyenne du gradient pariétal de la vitesse au niveau de la paroi interne de la sphère fixe. L'étude est complétée par l'analyse spectrale des fluctuations du gradient de vitesse.

Abstract :

Flow visualization and polarographic method were used to study the transition to turbulence of the flow between two concentric spheres. The inner sphere was rotating and the outer one kept stationary. The exploration of the flow regimes is carried out for different values of the Taylor number Ta and of the filling ratio $\Gamma = H/d$. The influence of these parameters on the appearance of instabilities is shown in this paper. The evolution of the flow characteristics and structures associated with the fluid motion is visualized and quantified by the polarographic method. We also performed the spectral analysis of the fluctuations of the velocity gradient.

Mots clefs : Ecoulement de Taylor- Couette flow, sphères concentriques, vortex, instabilité, polarographie.

1. Introduction

L'écoulement de Taylor-Couette sphérique fait l'objet de recherches importantes depuis de nombreuses années. Sur le plan expérimental, Khlebutin [1] est le premier à observer l'existence de cellules de Taylor dans un système d'écoulement sphérique dans le cas d'espaces annulaires larges. Juste après cette étude, Wimmer [2] a montré dans ses expériences les différents modes d'écoulement produits par l'accélération de la sphère intérieure. Une autre étude sur les mesures de couple en fonction du régime d'écoulement a été faite par Munson et Menguturk [3]. Aussi, plusieurs études numériques ont été effectuées. Bar-Yoseph et al [4] ont pu examiner par la méthode des éléments finis l'écoulement d'un fluide entre deux sphères concentriques et excentriques, en considérant deux espaces annulaires différents, de taille moyenne. Mamun et Tuckerman [5] ont examiné l'asymétrie et la bifurcation de Hopf dans l'écoulement de Couette sphérique en utilisant des fluides newtoniens. Ils ont présenté les diagrammes de bifurcation ainsi que les caractéristiques de couple. Dans ce travail, nous étudions expérimentalement l'écoulement Taylor-Couette sphérique, dans le but d'examiner l'évolution des structures au cours de la transition laminaire-turbulent. Les résultats obtenus par la méthode polarographique nous permettent de présenter les évolutions du gradient de la vitesse S et du taux de fluctuation s'/S en fonction du nombre de Taylor pour différentes valeurs du taux de remplissage Γ .

2. Les conditions expérimentales

Le dispositif expérimental est constitué de deux sphères coaxiales offrant un espace annulaire $d = 5.3$ mm et un facteur d'aspect $\Gamma = 20.75$ réalisées en plexiglas. La sphère intérieure de rayon $R_1 = 49.6$ mm est en rotation entraînée par un moteur à courant continu et la sphère extérieure de rayon $R_2 = 54.9$ mm est maintenue fixe. La sphère intérieure est entraînée par un moteur à courant continu. La température est contrôlée par un thermomètre digital d'une précision de 0.1°C . La solution électrochimique utilisée est constituée de ferri-ferro-cyanure de potassium d'une concentration de 2 mol/m^3 et de chlorure de potassium (300 Kg/m^3). Les sondes en platine de diamètre 0.5 mm sont fixées à la paroi interne de la sphère extérieure dans la direction axiale comme représenté sur la Figure.1. L'anode est une feuille carrée de platine fixée à la partie inférieure du système d'écoulement. Les mesures au niveau des sondes sont liées avec la contrainte de cisaillement locale S_0 à la paroi de la sphère extérieure.

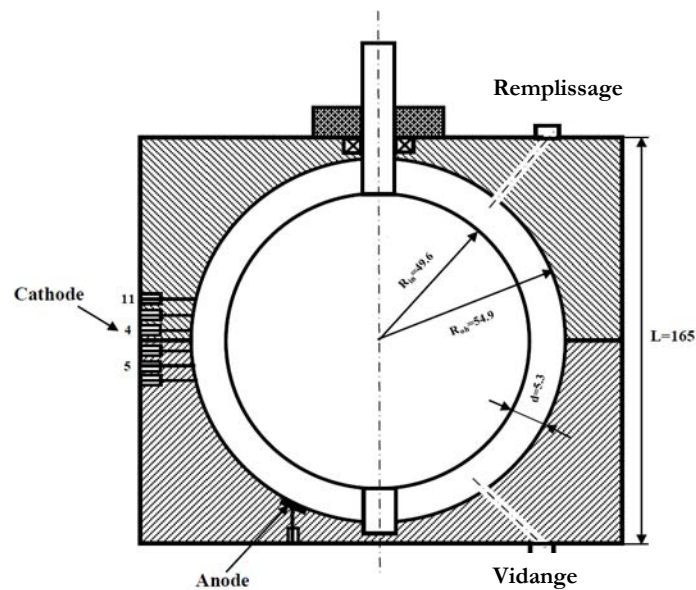


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

La méthode électrochimique (polarographie) a été adaptée pour l'étude des systèmes de Taylor-Couette par G.Cognet [6]. La méthode est basée sur un modèle simple de transfert de matière dans une réaction d'oxydo-réduction. Le principe de cette méthode consiste à imposer un potentiel à l'électrode de mesure différent du potentiel d'équilibre d'oxydo-réduction de la solution dans laquelle elle baigne. Sa surface active, située en paroi inerte, devient le siège d'une réaction électrochimique qui entraîne le déplacement des ions dans la solution. Ce déplacement est pratiquement dû à la seule diffusion convective de l'ion actif si l'on ajoute en excès un électrolyte indifférent. Dans les conditions de potentiel imposé, le courant est alors fonction du champ de vitesse au voisinage de l'électrode. V. Sobolik [7] a développé la méthode par l'utilisation d'une sonde circulaire à trois segments qui permet des mesures moyennant des approximations sur l'épaisseur de la couche limite de diffusion. Pour l'observation des états de l'écoulement on ajoute le volume de 2% de Kalliroscope au mélange de la solution électrochimique. Les courants limites de diffusion donnés par trois sondes distinctes sont enregistrés simultanément et numérisés. Les signaux sont traités en deux étapes. Dans la première on détermine la valeur moyenne du signal enregistré pendant 5 minutes. Dans la seconde étape on isole par filtrage les fluctuations du signal en vue d'une analyse spectrale au moyen d'un programme écrit sous Matlab.

1. Les propriétés de la transition

Les différents régimes de l'écoulement sont identifiés par le nombre de Taylor qui est défini par la relation

$$Ta = \frac{R_1 \Omega d}{\nu} \sqrt{\frac{d}{R_1}} \quad \text{où } \Omega \text{ la vitesse angulaire de la sphère intérieure et } \nu \text{ la viscosité cinématique. On}$$

augmente la vitesse angulaire pour obtenir les différentes valeurs particulières du nombre de Taylor.

En augmentant progressivement la vitesse de rotation Ω , on constate pour que l'écoulement reste laminaire stable pour $Ta < 44$. Ce type d'écoulement peut être expliqué par l'équilibre entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Pour une valeur du nombre de Taylor $Ta = T_{c1} = 44$, l'écoulement devient perturbé et on observe l'apparition de la première instabilité (vortex de Taylor), caractérisée par quatre cellules superposées à l'écoulement laminaire. On observe une configuration symétrique montrant une paire de cellules de chaque côté de l'équateur, comme indiqué dans la figure 2 (b). Chaque paire de cellules constitue ce qu'on appelle une onde de Taylor.

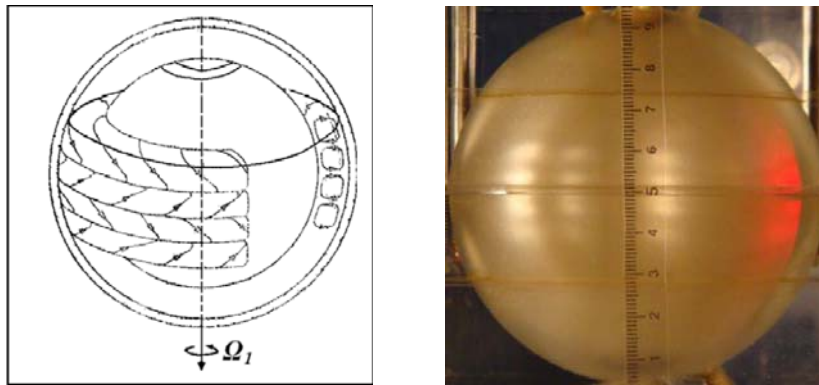


Figure 2 : (a) Lignes de courant de cellules de Taylor dans le cas sphérique (sphère intérieure en rotation).
(b) Visualisation de la première instabilité de Taylor $T_{c1}=44$ pour un $\Gamma=20.75$

Au fur et mesure que l'on continue à augmenter la vitesse de rotation on observe d'autres formes de structures qui s'installent successivement au sein du fluide. Elles correspondent à des régimes d'écoulement dont l'apparition est déterminée par des valeurs critiques du nombre de Taylor. Ces valeurs critiques notées T_{c2} , T_{c3} , T_{c4} , T_{c5} , $T_{c_{ch}}$ et T_{c_d} définissent respectivement le régime de spirales inclinées par rapport à l'équateur, le régime instationnaire non axisymétrique (Mode Spiral + Wavy Mode), le régime d'onde azimutale combiné au mode spiral (Spiral Wavy Mode), le régime de l'onde azimutale établi, le déclenchement du chaos et le régime de turbulence développée.

Les mesures effectuées par la technique polarographique ont permis de représenter l'évolution, en fonction du nombre de Taylor Ta , du gradient de vitesse pariétal mesuré par chacune des trois sondes espacées de 1 cm. La figure 3 présente l'évolution du gradient moyen de vitesse à la paroi, mesuré pour deux valeurs du taux de remplissage Γ . En régime laminaire $Ta < T_{c1}$ le gradient de vitesse \bar{S} est indépendant de la position de la sonde. Une modification de l'évolution du gradient pariétal de vitesse est alors observée au niveau des trois positions axiales où sont placées les sondes, comme montre la Figure 3. L'analyse de l'évolution du gradient de vitesse \bar{S} en fonction du nombre de Taylor Ta met en évidence les modifications du régime d'écoulement. Les seuils d'apparition de chaque régime sont indiquées par les valeurs critiques du nombre de Taylor.

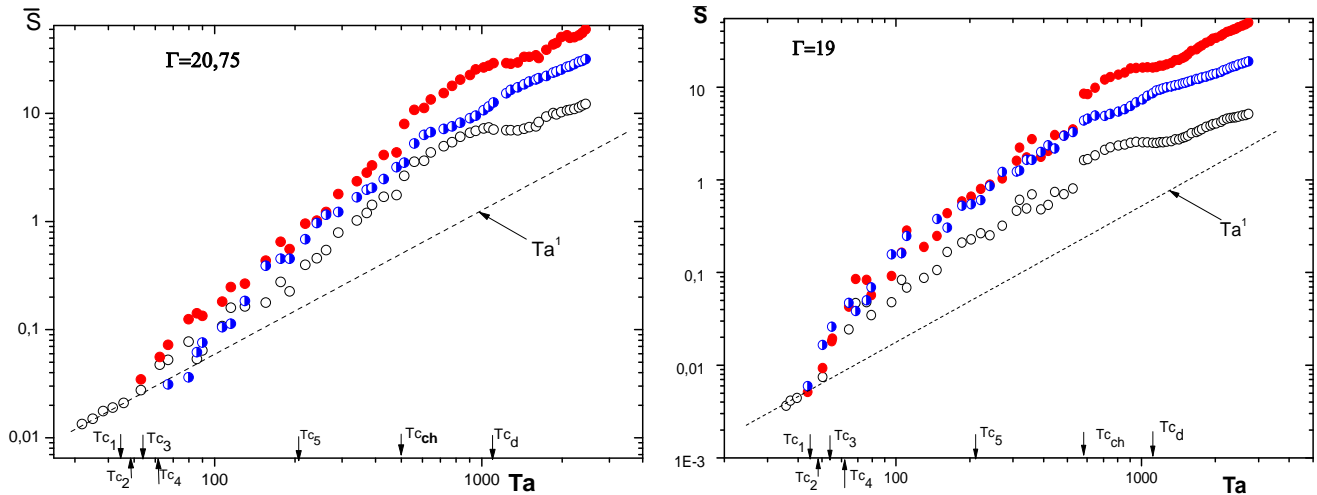


Figure 3 : Evolution de gradient pariétal de vitesse en fonction de nombre de Taylor
(le cercle vide -sonde 4, cercle plein - sonde 5 et demi-cercle - sonde 11)

L'amplitude des fluctuations est aussi estimée et permet d'étudier l'évolution du taux de fluctuation $\frac{s'}{S}$ en fonction du nombre de Taylor et en modifiant le taux de remplissage Γ (figure .4). Un brusque saut dans l'évolution du taux de fluctuation est observé, il indique l'amortissement des ondes circonférentielles et l'apparition d'un régime chaotique.

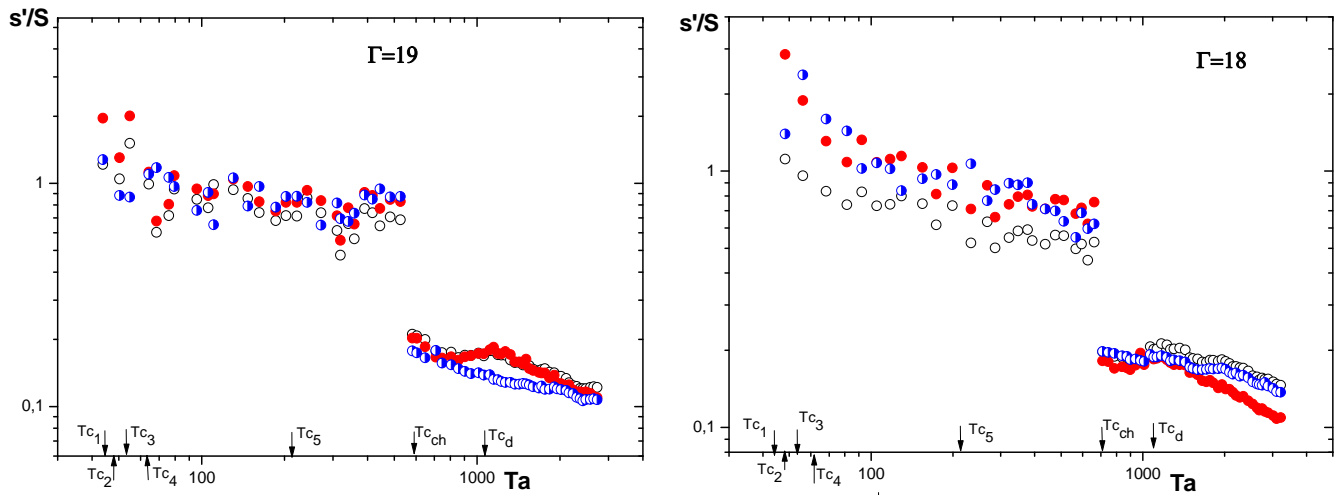


Figure 4 : Evolution du taux de fluctuation s'/S en fonction du nombre de Taylor Ta .
(le cercle vide - sonde 4, cercle plein - sonde 5 et demi-cercle - sonde 11)

Le saut brusque observé dans l'évolution du taux de fluctuation $\frac{s'}{S}$ semble dépendre du taux de remplissage Γ .

En effet, lorsqu'on diminue le taux de remplissage le saut est retardé et s'effectue à des nombres de Taylor de plus en grands. La figure ci dessous (figure.5) montre la manifestation du saut de la valeur du taux de fluctuation sous l'effet de la diminution de Γ .

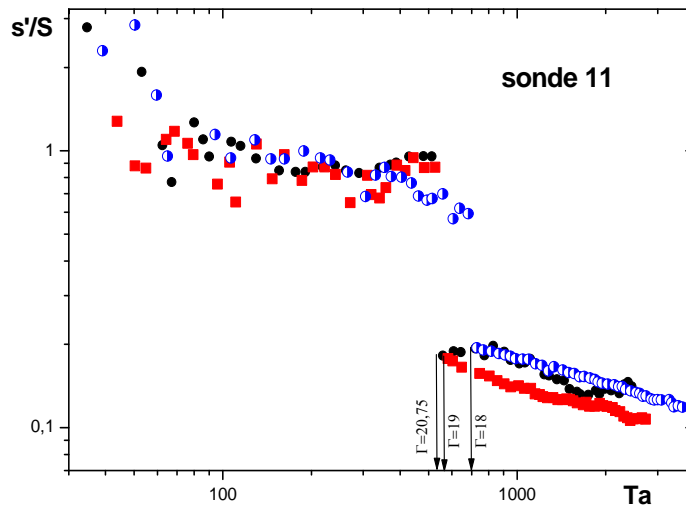


Figure.5. Evolution du taux de fluctuation en fonction s'/S du nombre de Taylor pour différents taux de remplissage Γ (le cercle plein à $\Gamma=20.75$, carré plein à $\Gamma=19$ et demi-cercle à $\Gamma=18$).

Le changement des structures de l'écoulement est confirmé par l'analyse spectrale (FFT)(figure 6). Juste avant l'apparition du chaos, le spectre en fréquence obtenu à $Ta = 660$ présente des pics relativement importants ; il montre la prédominance du régime d'onde azimutale. Par contre le spectre obtenu à $Ta = 710$, présentant des pics très peu énergétiques, caractérise la disparition du régime wavy mode et l'apparition d'un régime d'écoulement chaotique.

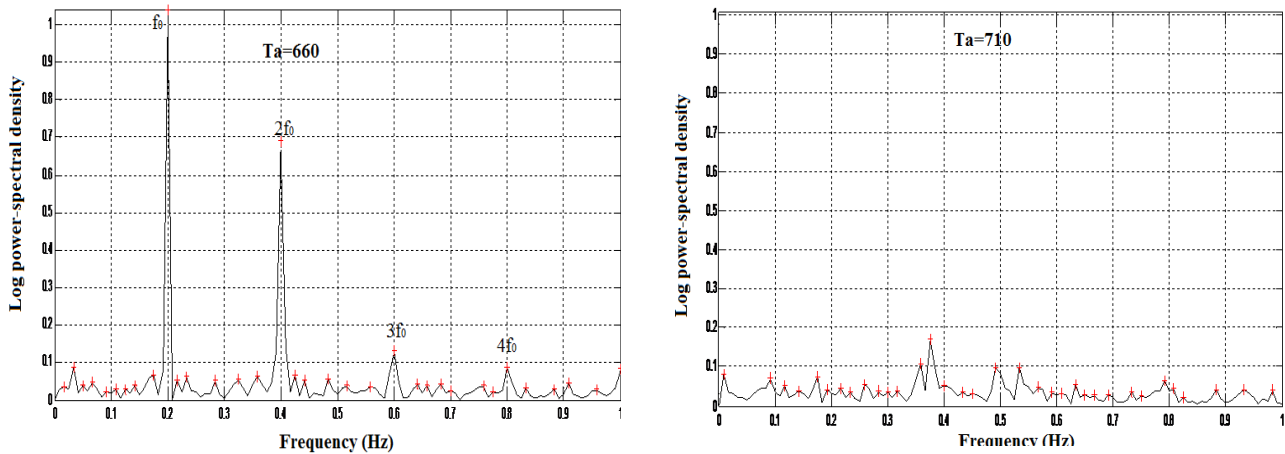


Figure 6. Représentation de la densité spectrale en fonction de la fréquence onde azimutale ($Ta= 660$), chaos ($Ta= 710$).

Conclusion

La technique polarographie, mise en oeuvre pour la première fois dans le cas de l'écoulement entre sphères coaxiales en rotation, a permis les mesures du gradient pariétal moyen de vitesse au niveau de la paroi interne de la sphère fixe. L'analyse de l'évolution du gradient de vitesse en fonction du nombre de Taylor nous indique la nature des différents régimes d'écoulement qui apparaissent lorsqu'on augmente progressivement la vitesse de rotation de la sphère intérieure. Aussi l'analyse spectrale (FFT) des fluctuations du courant de diffusion montre le déclenchement du régime chaotique en relation avec le taux de remplissage Γ . En effet, le saut brusque de l'évolution du taux de fluctuations est retardé quand le taux de remplissage décroît. L'analyse spectrale confirme les conditions d'apparition du chaos observées par visualisation.

Références

- [1] Khlebutin. G.N, Fluid Dyn. **3**, 31-32 (1968).
- [2] Wimmer.M, J. Fluid Mech. **79**, 317-335(1976).
- [3] M.Menguturk.M, and Munson.B.R, J. Fluid Mech. vol.**18**, 2, February (1975).
- [4] Bar-Yoseph.P and all, Phys. Fluids **2**, 1564-1573 (1990)
- [5] Mamun.C.K and Tuckerman.L.S, Phys. Fluids, **7**, 80 (1995)
- [6] Cognet.G, Thèse de Doctorat es Sciences, INPL –Nancy (1968)
- [7] Sobolík.V, Collect. Czech. Chem. Commun, **64**, (1999).